

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Горбунова А.О.<sup>1,2</sup>, Завершинский И.П.<sup>1</sup>, Молевич Н.Е.<sup>1,2</sup>, Порфирьев Д.П.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ),*

<sup>2</sup> *Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН*

### Аннотация

Проведено численное моделирование нестационарных вихревых плазменно-газодинамических структур, формирующихся в закрученном потоке в открытой трубке под действием высокочастотного электромагнитного поля. Показано, что при совпадении частоты внешнего поля с собственной частотой резонатора происходит резкий скачок флуктуаций газодинамических полей, индуцирующий изменения структуры разряда.

**Ключевые слова:** структуры, ВЧ-поле, флуктуации.

### Введение

Изучение особенностей формирования плазменно-газодинамических структур в модулированных электромагнитных ВЧ-полях актуально для решения ряда практических задач плазменной аэродинамики: управление вихревыми течениями в окрестности летательных аппаратов, разработка плазменных технологий подавления аэродинамических шумов, создание перспективных образцов плазмогенераторов водорода и т.д.

Решение этих проблем предполагает дистанционное воздействие на поток, что возможно, прежде всего, с использованием ёмкостных импульсно-периодических ВЧ- и СВЧ-разрядов.

Экспериментальные и теоретические исследования пространственно-временной структуры закрученных потоков демонстрируют интенсивное структурообразование в этих течениях [1, 2]. При этом ряд экспериментов [3] демонстрирует заметное изменение параметров потока и структуры разряда при изменении частоты модуляции электромагнитного поля. Очевидно, что данные задачи являются существенно нелинейными, нестационарными и трёхмерными, так что аналитические методы моделирования данных явлений имеют крайне узкую область применимости.

Однако в большинстве существующих работ проводится моделирование крупномасштабных вихревых структур (КВС) в отсутствие внешних источников или в поле стационарного источника. В связи с этим в данной работе проводится численное моделирование динамики газоплазменных структур в импульсно-периодическом высокочастотном электромагнитном поле.

### 1. Основные уравнения, граничные условия и численная модель

Исходные уравнения включают уравнения Навье–Стокса и уравнение энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \tau'_{ij} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right], \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[v_i(\rho E + P)]}{\partial x_i} &= \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \kappa + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + v_i (\tau_{ij})_{eff} \right] &+ \mathfrak{S}(\vec{x}, t), \end{aligned}$$

где  $(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$  – тензор на-

пряжений,  $\tau'_{ij} = -\rho \overline{v'_i v'_j}$  – тензор турбулентных напряжений, вид которых определяется моделью турбулентности, выбранной для замыкания системы (1),  $s, E = h - P/\rho + v^2/2, P = \rho T/M$ , и  $v_i, v'_i, T, \rho, P, E$  и  $h$  – усреднённые и флуктуирующие компоненты скорости, температура, плотность, давление, полная энергия и энтальпия,  $\mathfrak{S}$  – объёмная плотность мощности источника, моделирующего импульсно-периодическое высокочастотное электромагнитное поле,  $c_p$  – молярная теплоёмкость при постоянном давлении,  $\mu, \mu_t, \mu_{eff}$  – коэффициенты молекулярной, турбулентной и эффективной вязкости,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля.

Численное решение системы уравнений Навье–Стокса (1) проводилось на базе суперкомпьютера «Сергей Королёв» с помощью программного пакета ANSYS FLUENT 14.0, в котором реализован метод конечных объёмов. Основой данного метода является интегральная форма обобщённого уравнения переноса некоторой скалярной величины  $\phi$ :

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \tag{2}$$

где  $V$  – объём, по которому ведётся интегрирование,  $\vec{A}$  – площадь поверхности, умноженная на нормаль к ней;  $\Gamma_\phi$  – коэффициент диффузии для величины  $\phi$ ;  $S_\phi$  – источник величины  $\phi$  на единицу объёма. В такой форме записываются все уравнения системы (1), а также уравнения переноса других рассчитываемых характеристик, включая турбулентные. В уравнении движения  $\phi$  – это компоненты скорости, в уравнении энергии  $\phi$  имеет смысл энергии на единицу объёма. После дискретизации уравнение (2) принимает вид:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_{i=1}^N \rho_i \bar{v}_i \phi_i \cdot \bar{A}_i = \sum_{i=1}^N \Gamma_{\phi} \nabla \phi_i \cdot \bar{A}_i + S_{\phi} V, \quad (3)$$

где  $V$  – объём ячейки расчётной сетки,  $N$  – количество граней ячейки;  $\phi_i$  – значение  $\phi$  на грани ячейки  $i$ ,  $\rho_i \bar{v}_i \phi_i \cdot \bar{A}_i$  – поток массы через грань  $i$ . Производная в первом слагаемом уравнения (3) определяются используемым методом дискретизации по времени, значения  $\phi_i$  на гранях ячеек и градиента  $\nabla \phi_i$  – методами пространственной дискретизации.

Для пространственной дискретизации была использована схема с разностями против потока, которая основана на разложении скалярной величины  $\phi$  в ряд Тейлора относительно центра ячейки:

$$\phi_i = \phi + \nabla \phi \cdot \bar{r}, \quad (4)$$

где  $\phi$  и  $\nabla \phi$  – значения величины и её градиента в центре ячейки, лежащей против потока (ячейка против потока определяется направлением скорости  $\bar{v}$ ),  $\bar{r}$  – вектор перемещения от центра ячейки против потока к центру грани ячейки  $i$ . Для нахождения  $\nabla \phi$  в центре ячейки  $c_0$  можно записать следующее выражение:

$$(\nabla \phi)_{c_0} \cdot \delta \bar{r}_i = (\phi_{c_i} - \phi_{c_0}), \quad (5)$$

где  $\phi_{c_0}$  – значение  $\phi$  в центре ячейки  $c_0$ ,  $\phi_{c_i}$  – значение  $\phi$  в центре соседней ячейки  $c_i$ ,  $\delta \bar{r}_i$  – вектор расстояния между центрами ячеек  $c_0$  и  $c_i$ . Если составить уравнения для каждой из соседних ячеек  $c_i$ , то они образуют систему уравнений относительно компонент вектора  $(\nabla \phi)_{c_0}$  с прямоугольной матрицей коэффициентов, решение которой можно найти методом наименьших квадратов.

Для вычисления производной по времени в уравнении (2) применялась неявная схема второго порядка дискретизации:

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi^{n+1}), \quad (6)$$

где  $\phi^i$  – значения  $\phi$  в последующие моменты времени,  $\Delta t$  – шаг дискретизации,  $F$  – известная функция, уже включающая в себя пространственную дискретизацию. Эти неявные уравнения решаются итеративными методами в каждый момент времени, количество итераций для получения решения на каждый момент времени было ограничено двадцатью.

После проведения всех процедур дискретизации уравнение (2) содержит в качестве неизвестных значения величины  $\phi$  в центре ячейки и значения  $\phi_{nb}$  в центрах соседних ячеек.

После линеаризации это уравнение можно представить в виде:

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b, \quad (7)$$

где  $a_p, a_{nb}, b$  – коэффициенты линеаризации, применённые для каждой ячейки сетки. В совокупности они образуют систему линейных алгебраических уравне-

ний с разреженной матрицей коэффициентов. В данной задаче эта система решается методом Гаусса–Зейделя в сочетании с алгебраическим многосеточным методом.

Для учёта связи поля скоростей с полем давления применялась процедура SIMPLE [4]. Эта процедура подразумевает итеративный процесс последовательного вычисления поправок к полю давления и полю скоростей, пока не будет достигнуто условие сходимости решения, которым является достижение выполнения уравнения неразрывности с заданной точностью.

Так как для исследуемого типа потока число Рейнольдса оценивается в  $Re \approx 12000$ , то возникает необходимость учёта турбулентных явлений в расчётной модели. Одним из основных подходов к моделированию турбулентности является осреднение уравнений Навье–Стокса по Рейнольдсу: мгновенные компоненты скорости представляются как сумма среднего значения и пульсации:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i', \quad (8)$$

После подстановки выражений (8) в систему уравнения Навье–Стокса (1) и проведения процедуры усреднения по времени (черта над средним  $\bar{u}_i$  опущена):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) &= \\ = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho \overline{u_i' u_j'}). \end{aligned} \quad (9)$$

Полученные уравнения отличаются от исходных уравнений (1) наличием дополнительных градиентов турбулентных напряжений  $\rho \overline{u_i' u_j'}$ . Таким образом, исходная система уравнений перестаёт быть замкнутой. Для её замыкания используют различные модели турбулентности. В рассматриваемой задаче использовались модели, основанные на приближении Буссинеска, основой которого является предположение о связи турбулентных напряжений с градиентами поля осреднённых скоростей посредством турбулентной вязкости:

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij}, \quad (10)$$

где  $\mu_t$  – турбулентная вязкость,  $k$  – турбулентная кинетическая энергия.

Для рассматриваемой задачи были использованы следующие модели турбулентности: Спаларта–Аллмараса,  $k$ - $\omega$  и Transition SST модели.

В модели Спаларта–Аллмараса решается одно дополнительное уравнение переноса для модифицированной кинематической турбулентной вязкости  $\tilde{\nu}$ :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{v}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{v} u_i) = \\ & = \frac{1}{\sigma_{\tilde{v}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \rho \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \rho \left( \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right)^2 \right] + G_{\tilde{v}} - Y_{\tilde{v}}, \quad (11) \\ & \mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1}, \end{aligned}$$

где  $G_{\tilde{v}}$  – слагаемое генерации турбулентной вязкости,  $Y_{\tilde{v}}$  – скорость диссипации турбулентной вязкости,

$$f_{v1} = \frac{\left(\frac{\tilde{v}}{v}\right)^3}{\left(\frac{\tilde{v}}{v}\right)^3 + c_{v1}^3},$$

где  $f_{v1} = f_{v1}(\tilde{v})$ ,  $\sigma_{\tilde{v}}$ ,  $C_{b2}$  – константы модели. Методы расчёта  $G_{\tilde{v}}$  и  $Y_{\tilde{v}}$ , функции  $f_{v1}$ , а также значения констант модели подробно описаны в [5].

В стандартной  $k-\omega$  модели решаются два дополнительных уравнения переноса – для турбулентной кинетической энергии  $k$  и для скорости диссипации на единицу турбулентной энергии  $\omega$  (средней частоты диссипации энергии). С помощью величин  $k$  и  $\omega$  вычисляется турбулентная вязкость:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}. \quad (12)$$

Уравнения переноса турбулентных величин:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega, \quad (13) \\ & \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2, \end{aligned}$$

где первые слагаемые в правых частях уравнений и отвечают за диффузию турбулентных величин, вторые слагаемые – за их генерацию, третьи – за скорость диссипации; величина  $P_k$  характеризует генерацию турбулентной кинетической энергии:

$$P_k = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \left( \rho k + 3\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad (14)$$

Величины  $\beta'$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\omega$  являются константами модели и приведены в [6].

Transition SST (Shear-Stress Transport) – модель переноса сдвиговых напряжений – является одной из модификаций  $k-\omega$  модели. В данной модели решаются четыре уравнения переноса для турбулентных величин: два уравнения для турбулентной кинетической энергии  $k$  и для скорости диссипации на единицу турбулентной энергии  $\omega$ , а также два дополнительных уравнения для более точного моделирования пограничного слоя – уравнение модифицированной

толщины пограничного слоя и уравнение величины, характеризующей перемежаемость течения в пограничном слое. Подробное описание приведено в [7].

В работе использовалась геометрическая модель экспериментальной установки, описанной в [3], [8–9].

Расчётная область представляет собой цилиндрическую трубу с открытым концом длиной 50 см и радиусом 19 мм, в которую через завихритель (рис. 1) подаётся поток воздуха. Завихритель имеет четыре тангенциальных подвода. На входе каждого подвода задаётся массовый расход поступающего в трубу газа, который определяет степень закрутки потока. Массовый расход  $Q$  считается постоянным.

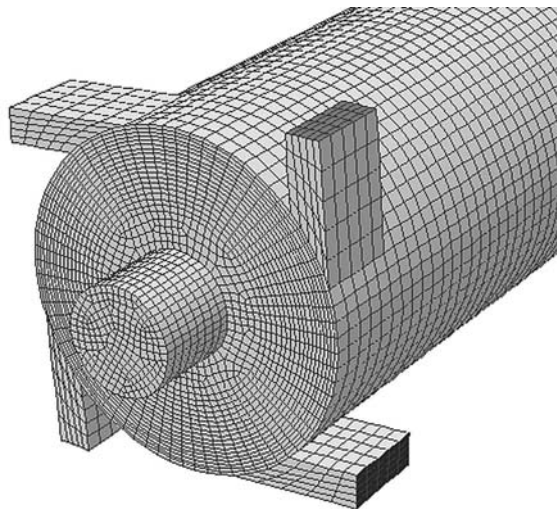


Рис. 1. Схема завихрителя

На стенках трубы выполняется условие равенства нулю всех компонент скорости. На выходе из трубы задавалось статическое давление, равное атмосферному  $P_0$ . В качестве начальных условий задано равенство нулю всех компонент скорости, также температура  $T_0 = 300$  К и давление  $P_0$  во всех узлах сетки в начальный момент времени.

Источник нестационарного тепловыделения имеет форму цилиндра, расположенного вдоль оси симметрии трубы. Внутри данной области мощность источника считалась распределённой равномерно. Расположение источника в экспериментах варьировалось. Длина области источника равна 16 см, радиус области источника равен 5 мм и 10 мм. Схемы расположения источника приведены на рис. 2.

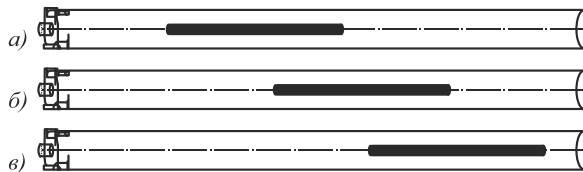


Рис. 2. Расположение источника тепловыделения.

Осевая координата начала источника:  $z_0 = 11$  см (а),  $z_0 = 21$  см (б);  $z_0 = 31$  см (в)

Расчётная сетка состояла из  $4 \cdot 10^5$  гексаэдрических ячеек, которые сгущаются около стенок трубы в целях повышения точности расчёта в этой области (что существенно при моделировании турбулентности) и

уменьшения численной диффузии. Дальнейшее увеличение количества ячеек не приводит к заметному повышению точности расчётов. Схема расчётной сетки в поперечном сечении показана на рис. 3.

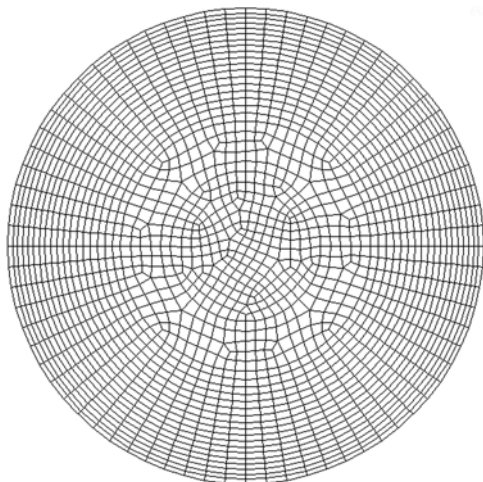


Рис. 3. Расчётная сетка в поперечном сечении

**2. Результаты численного моделирования**

Проведённые ранее расчёты в режиме стационарного осесимметричного течения с постоянным источником [8] и нестационарного трёхмерного течения с постоянным источником [9] позволили провести классификацию режимов течения.

Получено совпадение параметров теоретически рассчитанных областей существования различных типов закрученного течения (след со спутным потоком, струя со спутным потоком, след с противотоком, струя с противотоком) в трубе в режиме нестационарного неосесимметричного закрученного потока с параметрами этих областей, рассчитанными в режиме стационарного осесимметричного потока.

Численный эксперимент [10] показал, что в области значений массового расхода через тангенциальный подвод  $Q_b$  и аксиальный подвод  $Q_{ax}$ , соответствующих существованию областей противотока, возникают крупномасштабные пространственно-временные структуры – прецессия вихревого ядра (ПВЯ). Исследована зависимость частоты прецессии от массового расхода газа и мощности источника нагрева, а также амплитуды прецессии от мощности источника нагрева. Показано, что частота прецессии растёт, а амплитуда колебаний вихревого ядра падает с ростом мощности источника тепловыделения.

Частота прецессии определялась путём построения спектров осевой и тангенциальной скоростей, а также плотности и давления. Для этого снималась зависимость параметров потока от времени, и к полученным данным применялось быстрое преобразование Фурье.

**1. Стационарный источник**

В случае стационарного источника показано, что частоте прецессии соответствует спектральный пик максимальной амплитуды и минимальной частоты (рис. 4), что соответствует результатам [1, 11, 12].

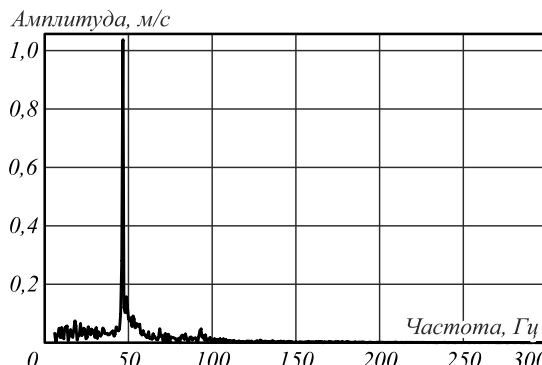


Рис. 4. Спектр колебаний тангенциальной скорости в присутствии стационарного источника (при массовом расходе 2 г/с)

На рис. 5 изображены графики зависимостей частоты (слева) и амплитуды (справа) прецессии вихревого ядра для массового расхода  $Q=4$  г/с. Шаг по времени в численных экспериментах составлял  $5 \cdot 10^{-5}$  с, координата начала источника  $z_0=11$  см. Для этого случая все модели турбулентности дают разные частоты ПВЯ, но показывают качественно одинаковый монотонный, близкий к линейному рост частоты с мощностью нагрева источника.

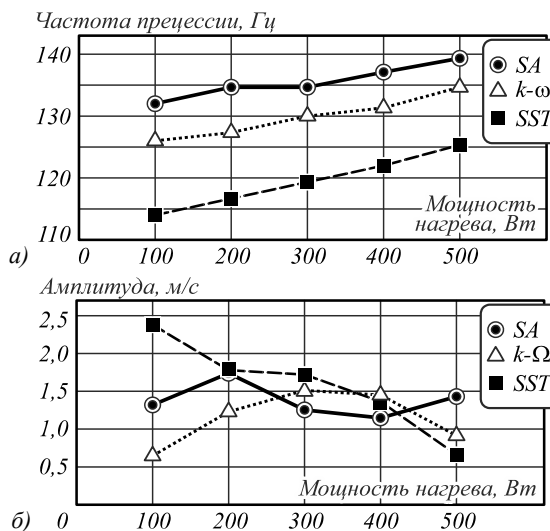


Рис. 5. Зависимости частоты и амплитуды ПВЯ от мощности нагрева при  $z_0=11$  см, массовый расход  $Q=4$  г/с

Аналогичные зависимости имеют место и при значениях массового расхода 2 г/с, а также при других вариантах расположения источника тепловыделения: при значениях  $z_0=21$  см и 31 см.

Близкий к линейному рост частоты с нагревом коррелирует с результатами, полученными с помощью линейного анализа устойчивости вихревого течения с противотоком и скачком плотности [10] и зависимостям частоты прецессии от массового расхода газовой фазы для газо-жидкостных потоков [13], где возбуждение закрученного потока приводит к появлению приосевой области пониженной плотности. В этих работах было показано, что левовинтовая структура ПВЯ связана с развитием неустойчивости положительной изгибной азимутальной моды  $m=+1$ . Час-

тота этой моды линейно растёт с увеличением скачка плотности, что можно качественно связать с ростом частоты ПВЯ с нагревом потока.

2. *Нестационарный источник*

Исследование влияния на поток источников нестационарного тепловыделения проводилась с использованием турбулентной модели Спаларта–Алмараса, требующей относительно меньших вычислительных ресурсов и позволяющей быстрее получать сходящееся решение. Шаг по времени в этих численных экспериментах был равен  $2 \cdot 10^{-4}$  с.

В отличие от случая стационарного источника в спектрах физических величин выделяются несколько характерных частот – частоты ПВЯ и частота модуляции источника. На рис. 6 можно видеть три максимума – вблизи 50 Гц, соответствующий ПВЯ при данном массовом расходе, вблизи 100 Гц – вторая гармоника частоты прецессии и третий максимум, соответствующий частоте модуляции источника.

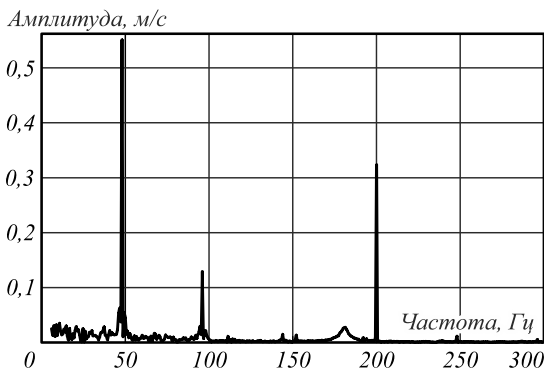


Рис. 6. Спектр колебаний осевой скорости в присутствии нестационарного источника

На рис. 7 представлены зависимости частоты и амплитуды прецессии вихревого ядра от мощности источника нагрева при различных частотах модуляции источника.

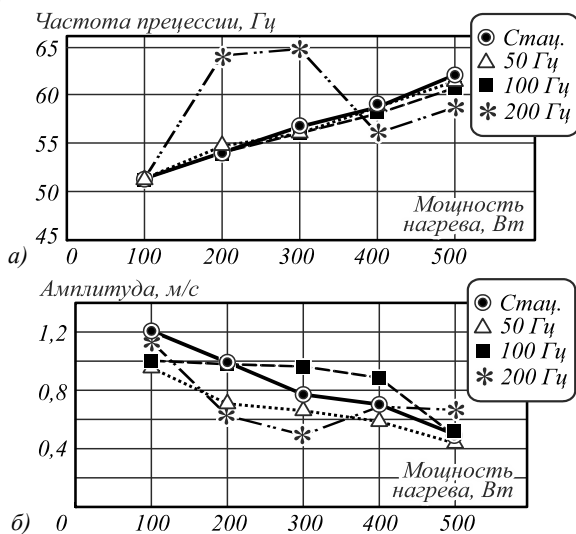


Рис. 7. Зависимости частоты и амплитуды ПВЯ от мощности нагрева при  $z_0 = 11$  см, массовый расход  $Q = 2$  г/с

Зависимости частоты и амплитуды ПВЯ от мощности нагрева в случаях источника с частотами модуляции  $f = 50$  Гц и 100 Гц слабо отличаются от случая стационарного источника, однако при  $f = 200$  Гц наблюдается резкий скачок частоты прецессии и падение её амплитуды. Нетрудно видеть, что значение  $f = 200$  Гц соответствует низшей резонансной частоте открытого резонатора (четвертьволновый резонатор).

На рис. 8 представлены зависимости амплитуд колебаний осевой скорости на частоте модуляции при расположении начала источника в точке  $z_0 = 31$  см. Другие варианты расположения источника дают схожие зависимости. Эти амплитуды получены по спектрам в точке, лежащей на оси в сечении  $z = 45$  см, так как в ней амплитуды максимальны. Из графика видно, что источники с частотами модуляции 50 и 100 Гц дают монотонный рост амплитуды с нагревом. На частоте модуляции 200 Гц зависимость амплитуд значительно отличается. При мощности 300 Вт амплитуда имеет резкий скачок. В этой же точке наблюдается подавление прецессии, рис. 7.

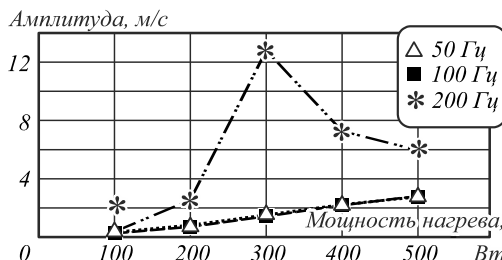


Рис. 8. Зависимости амплитуды колебаний осевой скорости на частоте модуляции источника, массовый расход 2 г/с

Такие же зависимости амплитуд на частоте модуляции были построены для давления, рис. 9. Максимумы амплитуд колебаний давления на частоте модуляции вне зависимости от расположения источника всегда наблюдаются в одной и той же точке, находящейся в поперечном сечении  $z = 10$  см от начала трубы. В то время, как при частотах модуляции 50 и 100 Гц амплитуда давления не превосходит 50 Па, на частоте модуляции 200 Гц амплитуда достигает 2000 Па при мощности 300 Вт.

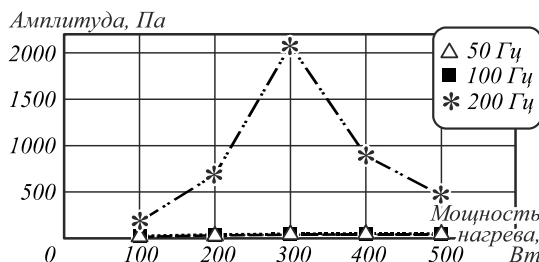


Рис. 9. Зависимости амплитуды колебаний давления на частоте модуляции источника, массовый расход 2 г/с

Таким образом, при совпадении частоты модуляции внешнего электромагнитного поля с резонансной частотой открытого резонатора происходит резкое увеличение амплитуды колебаний газодинамического поля и подавление прецессии вихревого ядра. Отметим, что в работах [8–10, 14–16] было по-

казано, что экспериментально наблюдаемые плазменные структуры и переходы между ними при изменении управляющих параметров системы связаны, прежде всего, с газодинамической структурой течения. Кроме того, хорошо известно, что импульсно-периодический ВЧЕ-разряд является источником сильного акустического шума.

### Заключение

Таким образом, возбуждение импульсно-периодического электромагнитного поля приводит к возбуждению в трубке интенсивного акустического поля, энергия которого при выполнении условий трёхволнового взаимодействия, в свою очередь, может передаваться изгибным вихревым модам, формирующим плазменно-газодинамические структуры. Такие структуры наблюдаются экспериментально [3] и по форме аналогичны так называемым солитонам Хасимото [1, 17, 18]. Описание такого взаимодействия и формирование резонансных КВС является предметом отдельной работы.

### Благодарности

Данная работа частично поддержана Минобрнауки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013–2020 гг. и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проекты № 102, 608, 1451, грантами РФФИ 13-01-97001, 13-01-97005, 14-02-97030 p\_поволжье\_a.

### Литература

1. **Alekseenko, S.V.** Theory of concentrated vortices / S.V. Alekseenko, P.A. Kuibin, V.L. Okulov. – Springer, 2007. – 506 p.
2. **Syred, N.** A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems / N. Syred // Progress in Energy and Combustion Science. – 2006. – Vol. 32. – P. 93-161.
3. Longitudinal Plasmoid in High-Speed Vortex Gas Flow Created by Capacity HF Discharge / A.I. Klimov, D.M. Melnichenko, N.N. Sukovatkin, B.N. Tolkunov, I.A. Moralev, T.N. Klimova, A.Yu. Boytsov // Quarterly Technical Report ISTC Project No. 3794P, Quarter 10. – Moscow: JINT RAS, 2010. – 28 p.
4. **Флетчер, К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей / К. Флетчер; пер. с англ. – Т. 2. – М.: Мир, 1991. – 552 с.
5. **Spalart, P.** A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows / P. Spalart, S. Allmaras // Recherche Aerospaciale. American Institute of Aeronautics and Astronautics. – 1994. – Vol. 1. – P. 5-21.
6. **Wilcox, D.C.** Turbulence Modeling for CFD / D.C. Wilcox. – La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998. – 460 p.
7. **Menter, F.R.** A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables. Part I: Model Formulation. / F.R. Menter, R.B. Langtry, S.R. Likki, Y.B. Suzen, P.G. Huang, S. Völker // Journal of Turbomachinery. – 2004. – Vol. 128(3). – P. 413-422.
8. **Завершинский, И.П.** Численное моделирование вихревого потока в присутствии поперечного разряда постоянного тока / И.П. Завершинский, А.И. Климов, В.Г. Макарян, Н.Е. Молевич, И.А. Моралёв, Д.П. Порфирьев // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т. 1 (доп.). – С. 157-161.
9. **Zaversinskii, I.P.** Structure of RF capacitive discharge in swirl airflow at atmospheric pressure / I.P. Zavershinskii, A.I. Klimov, V.G. Makaryan, N.E. Molevich, I.A. Moralev, D.P. Porfiriev // Technical Physics Letters. – 2011. – Vol. 37(12). – P. 1120-1123.
10. **Zaversinskii, I.P.** Numerical modeling of precessing vortex core in the presence of local heat sources / I.P. Zavershinskii, E.Ya. Kogan, V.G. Makaryan, N.E. Molevich, D.P. Porfiriev, S.S. Sugak // Technical Physics Letters. – 2013. – Vol. 39 (4). – P. 333-336.
11. **Anacleto, P.M.** Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean / P.M. Anacleto, E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork // Combustion Science and Technology. – 2003. – Vol. 175. – P. 1369-1388.
12. **Fernandes, E.C.** Experimental analysis of the precessing vortex core in a free swirling jet / E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork // Experiments in Fluids. – 2006. – Vol. 40. – P. 177-187.
13. **Dekterev, A.A.** Numerical simulation of precession vortex core in gas-liquid flow / A.A. Dekterev, A.A. Gavrillov // Proceedings of the International Conference "Modern Problems of Applied Mathematics and Mechanics: Theory, Experiment and Applications". – Novosibirsk, 2011. – P. 1.
14. **Klimov, A.** Longitudinal Vortex Plasmoid Created by Capacity HF Discharge / A. Klimov, V. Bitiurin, B. Tolkunov, I. Moralev, K. Shirmov, M. Plotnikova, K. Minko, V. Kutlaliev // AIAA Paper 2008-1386.
15. **Klimov, A.** Hydrogen Plasma Flow Creation for MHD Power Generation / A. Klimov, V. Bitiurin, B. Tolkunov, V. Chinnov, S. Godin, A. Efimov, D. Kutuzov, L. Polyakov // AIAA Paper 2011-3285.
16. **Моралёв, И.А.** Взаимодействие газоразрядной плазмы с закрученными течениями. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. / И.А. Моралёв. – М.: ОИВТ РАН, 2010. – 160 с.
17. **Hasimoto, H.** A soliton on a vortex filament / H. Hasimoto // Journal of Fluid Mechanics. – 1972. – Vol. 51, Issue 3. – P. 477-485.
18. **Leibovich, S.** Bending waves on inviscid columnar vortices / S. Leibovich, S.N. Brown, Y. Patel // Journal of Fluid Mechanics. – 1986. – Vol. 173. – P. 595-624.

### References

1. **Alekseenko, S.V.** Theory of concentrated vortices / S.V. Alekseenko, P.A. Kuibin, V.L. Okulov. – Springer, 2007. – 506 p.
2. **Syred, N.** A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems / N. Syred // Progress in Energy and Combustion Science. – 2006. – Vol. 32. – P. 93-161.
3. Longitudinal Plasmoid in High-Speed Vortex Gas Flow Created by Capacity HF Discharge / A.I. Klimov, D.M. Melnichenko, N.N. Sukovatkin, B.N. Tolkunov, I.A. Moralev, T.N. Klimova, A.Yu. Boytsov // Quarterly Technical Report ISTC Project No. 3794P, Quarter 10. – Moscow: JINT RAS, 2010. – 28 p.
4. **Fletcher, C.** Computational Techniques for Fluid Dynamics / C. Fletcher. – Vol. 2. – Springer Verlag, 1988. – 409 p.
5. **Spalart, P.** A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows / P. Spalart, S. Allmaras // Recherche Aerospaciale. American Institute of Aeronautics and Astronautics. – 1994. – Vol. 1. – P. 5-21.
6. **Wilcox, D.C.** Turbulence Modeling for CFD / D.C. Wilcox. – La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998. – 460 p.

7. **Menter, F.R.** A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables. Part I: Model Formulation. / F.R. Menter, R.B. Langtry, S.R. Likki, Y.B. Suzen, P.G. Huang, S. Völker // *Journal of Turbomachinery*. – 2004. – Vol. 128(3). – P. 413-422.
8. **Zavershinskii, I.P.** Numerical simulation of the vortex flow in presence of transversal DC-discharge / I.P. Zavershinskii, A.I. Klimov, V.G. Makaryan, N.E. Molevich, I.A. Moralev, D.P. Porfiriev // *High Temperatures*. – 2010. – Vol. 481, N 1. – P. 157-161.
9. **Zaversinskii, I.P.** Structure of RF capacitive discharge in swirl airflow at atmospheric pressure / I.P. Zavershinskii, A.I. Klimov, V.G. Makaryan, N.E. Molevich, I.A. Moralev, D.P. Porfiriev // *Technical Physics Letters*. – 2011. – Vol. 37(12). – P. 1120-1123.
10. **Zaversinskii, I.P.** Numerical modeling of precessing vortex core in the presence of local heat sources / I.P. Zavershinskii, E.Ya. Kogan, V.G. Makaryan, N.E. Molevich, D.P. Porfiriev, S.S. Sugak // *Technical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 39 (4). – P. 333-336.
11. **Anacleto, P.M.** Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean / P.M. Anacleto, E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork // *Combustion Science and Technology*. – 2003. – Vol. 175. – P. 1369-1388.
12. **Fernandes, E.C.** Experimental analysis of the precessing vortex core in a free swirling jet / E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork // *Experiments in Fluids*. – 2006. – Vol. 40. – P. 177-187.
13. **Dektere, A.A.** Numerical simulation of precession vortex core in gas-liquid flow / A.A. Dektere, A.A. Gavrilov // *Proceedings of the International Conference "Modern Problems of Applied Mathematics and Mechanics: Theory, Experiment and Applications"*. – Novosibirsk, 2011. – P. 1.
14. **Klimov, A.** Longitudinal Vortex Plasmoid Created by Capacity HF Discharge / A. Klimov, V. Bitiurin, B. Tolkunov, I. Moralev, K. Shirnov, M. Plotnikova, K. Minko, V. Kutlaliyev // *AIAA Paper 2008-1386*.
15. **Klimov, A.** Hydrogen Plasma Flow Creation for MHD Power Generation / A. Klimov, V. Bitiurin, B. Tolkunov, V. Chinnov, S. Godin, A. Efimov, D. Kutuzov, L. Polyakov // *AIAA Paper 2011-3285*.
16. **Moralev, I.A.** Interaction of gas-discharge plasma with swirl flows. PhD thesis. – Moscow: High Temperature Institute RAS, 2011. – 160 p. – (In Russian).
17. **Hasimoto, H.** A soliton on a vortex filament / H. Hasimoto // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1972. – Vol. 51, Issue 3. – P. 477-485.
18. **Leibovich, S.** Bending waves on inviscid columnar vortices / S. Leibovich, S.N. Brown, Y. Patel // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1986. – Vol. 173. – P. 595-624.

## NUMERICAL SIMULATION OF VORTICAL STRUCTURES IN THE RF ELECTROMAGNETIC FIELD

*A.O. Gorbunova*<sup>1,2</sup>, *I.P. Zavershinskii*<sup>1</sup>, *N.E. Molevich*<sup>1,2</sup>, *D.P. Porfirev*<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>Samara State Aerospace University,  
<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute RAS

### Abstract

Numerical simulation of non-stationary vortical plasma-gas-dynamic structures formed in a swirl flow in the open tube under the RF-electromagnetic field is conducted. It is shown that when the external RF-field coincides with the resonator's eigenfrequency, an abrupt jump of gas-dynamic fluctuations and corresponding changes in the discharge structure take place.

**Key words:** structures, RF-field, fluctuations.

### Сведения об авторах



**Горбунова Анастасия Олеговна** – родилась в 1993 году, студент 1-го курса магистратуры факультета информатики Самарского государственного аэрокосмического университета им. С.П. Королёва (СГАУ) по направлению 010900 – «Прикладные математика и физика». Область научных интересов: механика жидкости, газа и плазмы, акустика.

E-mail: [blutstropfens@gmail.com](mailto:blutstropfens@gmail.com).

**Anastasiya Olegovna Gorbunova** (b. 1993) student of the Informatics faculty of Korolyov's Samara State Aerospace University (SSAU), Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustic.



**Завершинский Игорь Петрович**, 1963 года рождения, в 1985 году окончил с отличием физический факультет Куйбышевского государственного университета по специальности «Теоретическая физика», работает заведующим кафедрой физики Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Область научных интересов: физика нелинейных явлений, физика плазмы.

E-mail: [ipzav63@mail.ru](mailto:ipzav63@mail.ru).

**Igor Petrovich Zavershinskii** (b. 1963) graduated with honours from Physical faculty of Kuybyshev State University in 1985, majoring in Theoretical Physics. Currently he works as the Head of the Physics in Samara State Aerospace University (SSAU). Research interests are the nonlinear physics and physics of plasma.

Сведения об авторе **Молевич Нонна Евгеньевна** – см. стр. 622 этого выпуска.



**Порфирьев Денис Петрович** – родился в 1985 году, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королёва (СГАУ) по направлению 010600 – «Прикладные математика и физика». Работает на кафедре физики СГАУ в должности доцента. Область научных интересов: механика жидкости газа и плазмы, акустика.

E-mail: [dporfirev@gmail.com](mailto:dporfirev@gmail.com) .

**Denis Petrovich Porfiriev** (b. 1985) graduated from Korolyov's Samara State Aerospace University (SSAU). Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustic.

---

*Поступила в редакцию 29 сентября 2014 г.*